

Список

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ АН СССР

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

студента УІ курса факультета общей и прикладной физики МФТИ
Смирнова А.И.

ИЗУЧЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО СОСТОЯНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ
ВОЗБУЖДЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ $MnCO_3$

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
Л.А.Прозорова

Москва, 1974 год

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	...стрI
II. Методика	...стр.6
III. Фазовращательные эксперименты	...стр.10
IV. Отклик системы параметрических СВ на переключение частоты накачки	...стр.19
V. Отклик системы параметрических СВ на переключение мощности накачки	...стр.22
VI. Коллективные колебания	...стр.23
Заключение	...стр.25

В в е д е н и е

Известно, что в магнитоупорядоченных средах (ферромагнетиках, ферритах или антиферромагнетиках) существует особый вид элементарных возбуждений — спиновые волны (СВ), которые представляют собой колебания относительно основного состояния магнитных моментов атомов кристаллической решетки вещества. Эти колебания могут быть однородными по пространству (предельный случай больших длин волн) или неоднородными. Частота спиновых волн ω_k , их закон дисперсии $\omega_k(\vec{k})$ зависит от симметрии кристалла, типа магнитного упорядочения в нем, величины внешнего магнитного поля, его направления относительно кристаллических осей и от значений эффективных полей в кристалле. Спиновые волны можно возбуждать внешним электромагнитным полем. Как и во всякой колебательной системе, возбуждение будет наиболее эффективным, если частота СВЧ поля (в дальнейшем мы будем называть его накачкой) совпадает с собственной частотой спиновой волны. Так как в обычных экспериментальных условиях поле накачки мало меняется на расстояниях порядка размеров образца, то легко возбуждаются лишь волны с большой длиной волны, либо однородные колебания. Явление резонансного поглощения СВЧ-энергии на собственных частотах однородной прецессии намагниченности $\omega(k=0)$ кристалла получило название ферро- или антиферромагнитного резонанса и широко используется сейчас для исследования магнитных кристаллов.

В антиферромагнетиках существуют две ветви колебаний спиновой системы. Для кристаллов с анизотропией типа "легкая плоскость" (АФЛП), к которым относится изучаемый в данной ра-

боте $MnCO_3$, закон дисперсии для спиновых волн при направлении внешнего поля, лежащего в легкой плоскости, имеют вид:

$$\left(\frac{\omega_{1k}}{g}\right)^2 = H(H+H_D) + H_\Delta^2 + d_z^2 K_z^2 + d_\perp^2 K_\perp^2 \quad (I.1)$$

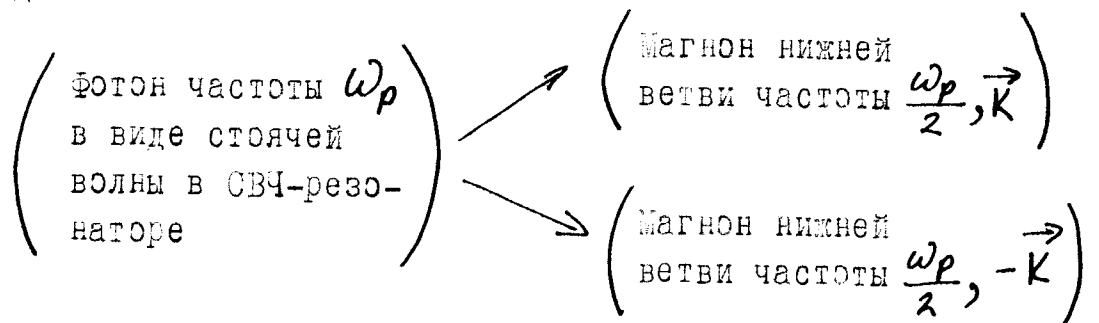
$$\left(\frac{\omega_{2k}}{g}\right)^2 = 2H_E H_A + H_D(H+H_D) + d_z^2 K_z^2 + d_\perp^2 K_\perp^2 \quad (I.2)$$

где H - внешнее магнитное поле, H_D - поле Дзялошинского, H_E и H_A - обменное поле и поле анизотропии, g - гиромагнитное отношение, d - некоторая обменная константа, gH_Δ - сверхтонкая щель.

В колебаниях первой и второй ветвей принимают участие разные компоненты антиферромагнитного ($\vec{\ell}$) и ферромагнитного (\vec{m}) векторов. В первой ветви колеблются ℓ_x , m_y , m_z , во второй - ℓ_y , ℓ_z , m_x . В линейном приближении колебания в обеих ветвях независимы. При больших отклонениях от положения равновесия движение магнитных моментов усложняется, появляется связь между ветвями. В колебаниях каждой из ветвей принимает участие полный набор компонент векторов $\vec{\ell}$ и \vec{m} .

. Существование нелинейной связи между ветвями делает возможным наблюдение "параметрического резонанса", заключающегося в следующем: можно "раскачать" собственные колебания первой ветви на частоте ω_{1k} , если приложить к системе электромагнитное поле с частотой $2\omega_{1k}$ и полярризацией, эффективно возбуждающей колебание второй ветви (компоненту m_x). В системе без трения амплитуда колебаний в первой ветви будет экспоненциально нарастать со временем. В случае системы с трением, неограниченный рост амплитуды возможен лишь при амплитуде колебаний параметра, большей некоторого значения,

называемого порогом параметрического возбуждения. Для магнитных кристаллов этот результат интересен тем, что параметр m_x , осциллирующий однородно по кристаллу, приводит к возбуждению спиновых волн с волновыми векторами вплоть до 10^{-5} см. Естественно, что в помещенном в однородное поле накачки образце возбуждение СВ на частоте ω_{1k} может произойти только в виде стоячих волн, так как колебания первой моды возбуждаются параметрически за счет однородной прецессии во второй и нулевой импульс магнона верхней ветви должен сохраняться, что выполняется в стоячей волне, которую можно представить в виде пары бегущих в строго противоположные стороны волн. Таким образом, параметрическое возбуждение СВ может быть представлено в виде:



Параметрическое возбуждение спиновых волн в антиферромагнетиках наблюдалось на экспериментах в работах /2,3,4/ и других.

Теоретически для кристаллов АЭМН задача вычисления пороговой амплитуды поля СВЧ-накачки для параметрического возбуждения волн решена в работе /5/:

$$h_c = \frac{\omega_p \Delta \omega_{1k}}{g^2 (2H_0 + H_D)} \quad (7)$$

где $\Delta \omega_{1k}$ - полная ширина линии колебаний первой моды.

При $h > h_c$ амплитуда изолированной волны должна нарастать

во времени как $\exp\left[\frac{(\hbar/\hbar_c - 1)t}{\tau_M}\right]$, где $\tau_M = \frac{1}{\Delta\omega_{1K}}$ - время жизни СВ.

В действительности, конечно, происходит ограничение амплитуды параметрических спиновых волн (ПСВ). Ограничение может происходить по следующим причинам:

1. По мере раскачки может увеличиваться затухание СВ (нелинейная диссипация) за счет увеличения числа их столкновений между собой /11/;

2. Ослабеваает связь с полем накачки из-за нелинейной расстройки частоты (собственная частота колебаний зависит от амплитуды) /1, 10/;

3. Ослабеваает связь с полем накачки из-за фазовой расстройки колебаний спиновой системы относительно накачки /12/;

4. Сильно возбужденная система спинов может иметь обратное воздействие на накачку, ухудшая ее эффективность /13/.

Отметим, что ограничение амплитуды СВ еще не означает наличие стационарного состояния спиновой системы в равновесии с накачкой. Для ферромагнетиков при большом превышении над порогом для некоторых ориентаций внешнего поля возникают автоколебания - осцилляции поглощаемой из накачки мощности с частотой ~ 1 МГц. Эта неустойчивость может возникать, например, из-за инерционности нелинейной расстройки частоты по отношению к росту амплитуды СВ.

Выход параметрически возбуждаемой системы спинов кристалла АФЛП на стационарное состояние весьма своеобразен. Как наблюдалось в работах /3, 4, 6/, при небольших превышениях над порогом поглощение энергии из накачки некоторое время (оно может быть в 100 и более раз больше τ_M) не превосходит ми-

нимальной величины, которая могла быть обнаружена экспериментально, а затем происходит быстрый срыв, и за время порядка 10^{-6} с амплитуда СВ возрастает на 3-4 порядка и выходит на стационарное значение, а СВЧ поле на образце падает ниже порогового. Для объяснения этого явления, названного "жестким возбуждением", авторы работ [3,4,6] предположили наличие в спиновой системе отрицательного нелинейного затухания - уменьшение релаксации магновов (увеличение T_m) при росте амплитуды СВ. Тогда при достижении амплитуды СВ, при которой начинается выключение части релаксации уменьшается порог h_c , увеличивается скорость экспоненциального роста, что в свою очередь еще уменьшает $\Delta\omega_{1k}$ и h_c - происходит лавинообразное нарастание. Релаксация в стационарном состоянии меньше, чем в исходном, ей соответствует пороговое поле h_{c2} , меньшее исходного h_{c1} . Импульс проходящей через резонатор с образцом мощности имеет при этом вид, изображенный на рис.1. Участок 1 мы будем называть "до скола", участок 2 - "после скола".

В работах [3,4,6] с помощью измерений полей h_{c1} и h_{c2} изучалась релаксация магновов до и после скола, получены зависимости времени жизни от магнитного поля и температуры, изучалась запороговая восприимчивость. На основе этих данных сделаны выводы о природе релаксации СВ в АЭЛП.

Задачей настоящей работы было изучение стационарного состояния параметрически возбужденных спиновых волн (ПОВ) с помощью наблюдения переходных процессов, а также прямая оценка времени жизни магновов. В работе наблюдались переходные процессы в системе ПОВ при быстром изменении фазы, частоты и мощности СВЧ-накачки.

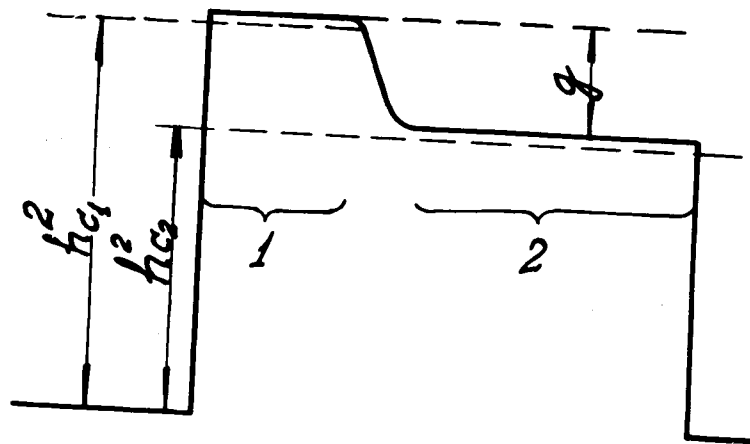


Рис. I

П. М е т о д и к а

Блок-схема установки изображена на рис.2. Основные требования к установке - получить СВЧ поле на образце $h \sim I \text{ Э}$ (что соответствует превышению над $h_{c1} \sim 5 \text{ дБ}$) и возможность изменять его частоту, фазу или мощность за времена, малые по сравнению с τ_m . По данным работ [3,4,6] $\tau_m \sim 1 \mu\text{с}$.

В качестве источника СВЧ мощности нами использовался клистрон К43Б, который обеспечивал в диапазоне длин волн 8 мм ($\sim 36 \text{ ГГц}$) достаточную мощность, стабильность по частоте ($\sim 10^{-4}$) и мощности ($\sim 10^{-2}$) в течение нескольких часов. Климстрон модулировался по напряжению на отражателе:

1. Длинным $100 \div 1000 \mu\text{с}$ импульсом, выводящим клистрон из зоны генерации, с помощью генератора Г5-6А.

2. Коротким импульсом $0,1 \div 10 \mu\text{с}$, поступающим в любой желаемый момент длинного импульса, смещающим частоту клистрона в пределах зоны генерации, с помощью II канала генератора импульсов с временным сдвигом Г5-27.

3. пилообразным напряжением с периодом $20 \div 0,2 \text{ мс}$ во время настройки резонатора и определения h_{c1}/h_{c2} (см. ниже), с помощью напряжения развертки осциллографа СГ 70 при работе в режиме свивпирования частоты.

Частота поля накачки измерялась волномером с точностью $\sim 1 \div 2 \text{ МГц}$.

Переключение фазы излучения клистрона производилось путем изменения частоты клистрона на время $\sim 0,1 \mu\text{с}$. Схема такого фазовращения поясняется графиками рис.3.

Ширина зоны клистрона $\sim 50 \text{ МГц}$, значит, используя импульс длительностью $0,1 \mu\text{с}$, можно вращать фазу излу-

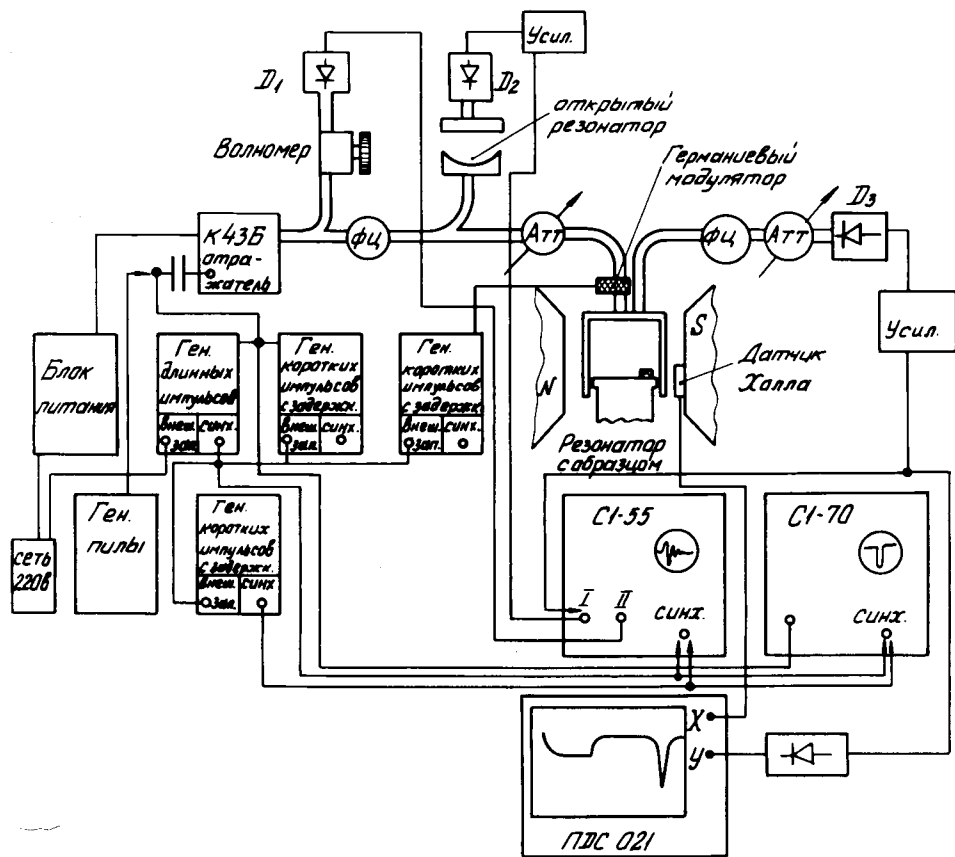
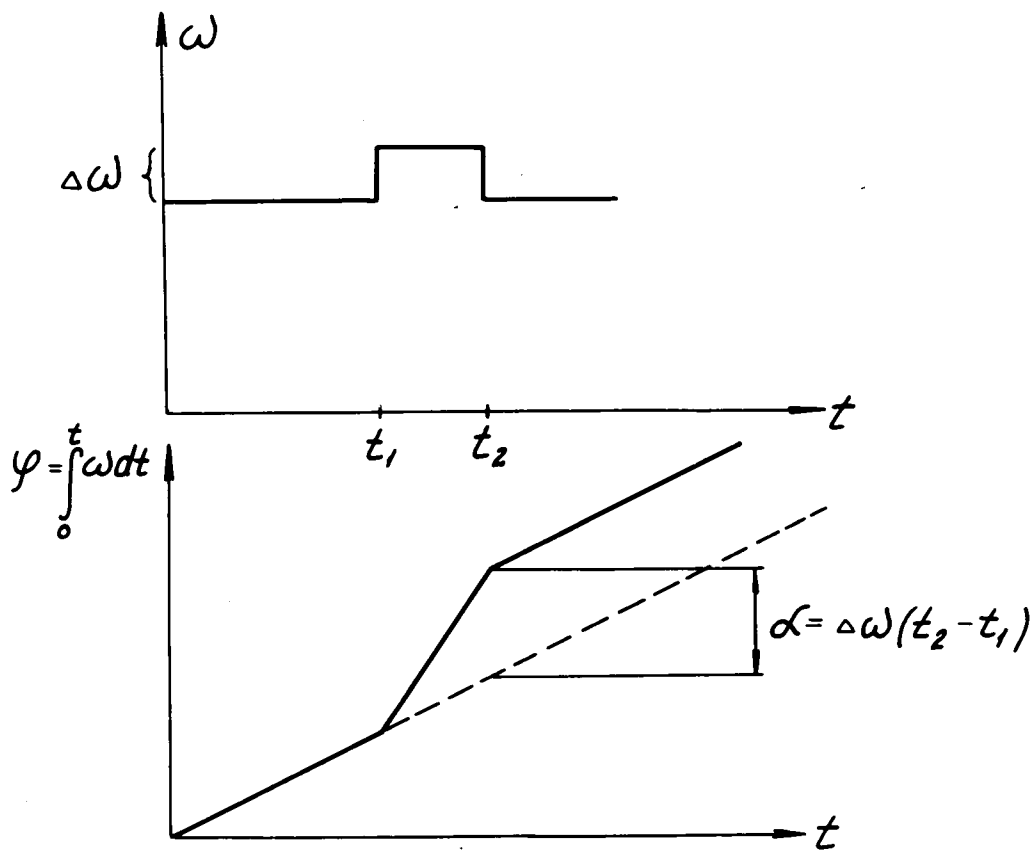


Рис. 2



ния клистронного генератора на $\sim 5 \times 2\pi$ радиан.

Проверка плавности вращения фазы таким способом производилась с помощью открытого резонатора с большой добротностью ($Q \approx 50$ тыс.), сконструированного и исследованного в Физической лаборатории Г.Д. Богомоловым и А.Б. Маненковым, которые достигали в нем добротности ~ 100 тыс. /7/. Время затухания СВЧ поля в таком резонаторе на частоте $f \sim 36$ ГГц

$$\tau_{\text{затух.}} = \frac{Q}{2\pi f} \sim 0,4 \mu\text{с} \quad , \text{ т.е. поле колебания}$$

установившегося в резонаторе до переключения фазы будет интерферировать с полем, поступающим в резонатор после переключения. Результат интерференции, очевидно, зависит от относительной фазы излучений в моменты t_1 и t_2 . При переключении фазы на 2π или кратное 2π уменьшение поля в резонаторе, а значит и сигнала на детекторе D_2 , минимально, при $\alpha = \pi$ - максимально.

На рис. 4 показана экспериментально полученная зависимость величины уменьшения A поля в резонаторе в момент t_2 от величины V напряжения фазовращающего импульса. (Изменение частоты клистрона примерно пропорционально V).

От этой кривой следует требовать только качественного совпадения с периодической зависимостью, т.к. для работы с очень добротным резонатором нам не хватает стабильности источника, которая в этом случае должна быть $\ll \frac{f}{Q} \sim 0,8$ ГГц.

Быстрое переключение мощности в наших экспериментах достигалось с помощью германиевого модулятора, работающего при гелиевой температуре. Из поликристаллического германия, легированного некоторыми примесями, любезно предоставленного нам

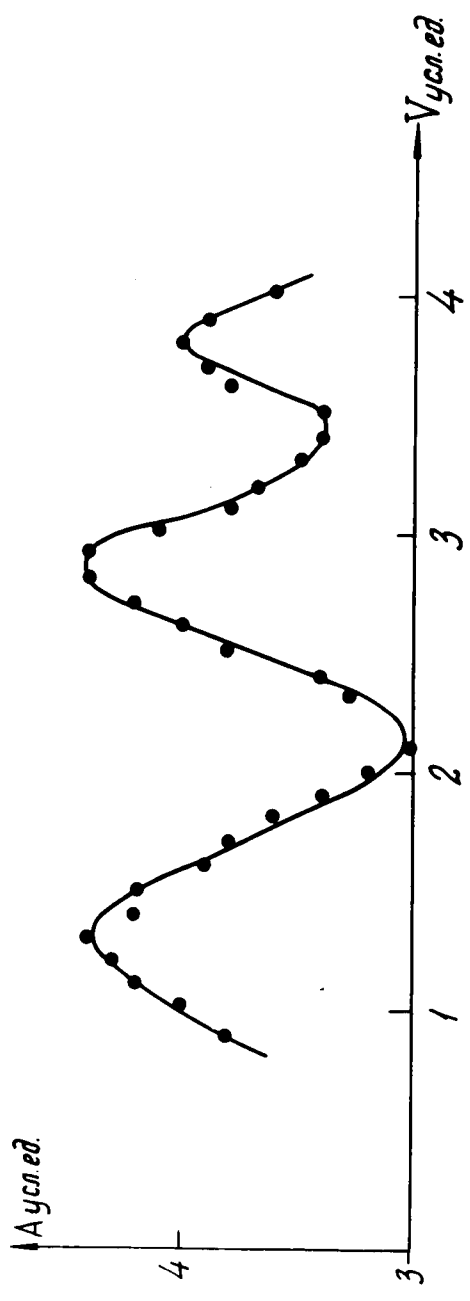


Fig. 5

Э.И.Заварицкой, была вырезана пластинка толщиной 1 мм, что соответствует длине $\frac{\lambda_{01}}{2} (\epsilon_{Ge} \approx 16)$. Волновод, по которому СВЧ-энергия поступает в резонатор, был перегороден этой пластинкой, зажатой двумя медными винтами, проходящими через тefлоновую обойму (рис.5). К винтам припаивались концы коаксиального кабеля. При гелиевой температуре концентрация носителей тока в Ge мала и затухание СВЧ-волны в нем также мало. Однако при создании в германии электрического поля, превышающего 5 В/см, происходит пробой /14/, диэлектрик превращается в проводник, СВЧ мощность отражается. Наш модулятор позволял получить модуляцию от 0 до 90%, в зависимости от приложенного напряжения, что объясняется, по-видимому, постепенным разрастанием области пробоя. Фронт спада СВЧ мощности $\sim 0,05 \mu s$ определялся подводными цепями и нелинейностью нагрузки. Напряжение для германиевого модулятора бралось от генератора импульсов с задержкой Г515.

Для создания на образце поля СВЧ ~ 1 Э, кристалл помещался в медный цилиндрический резонатор с вывинчивающимся поршнем и подстроечным штырем. Резонатор настраивался на волну H_{012} и при связи ~ 1 имел добротность ~ 1500 . Образец приклеивался к поршню в пучность магнитного поля.

Наименьшее время переходных процессов СВЧ-поля, которое достигалось в нашей установке $0,1 \div 0,15 \mu s$. Сигнал, прошедший через резонатор, поступал на детектор D_3 , развязанный с резонатором с помощью ферритового циркулятора. Сигналы с детекторов D_1 , D_2 , D_3 усиливались и рассматривались на экране двухлучевого осциллографа СИ-55, форма напряжения на отражателе клистрона и германиевом модуляторе — на осциллографе СИ-70. Развертка осциллографов запускалась в

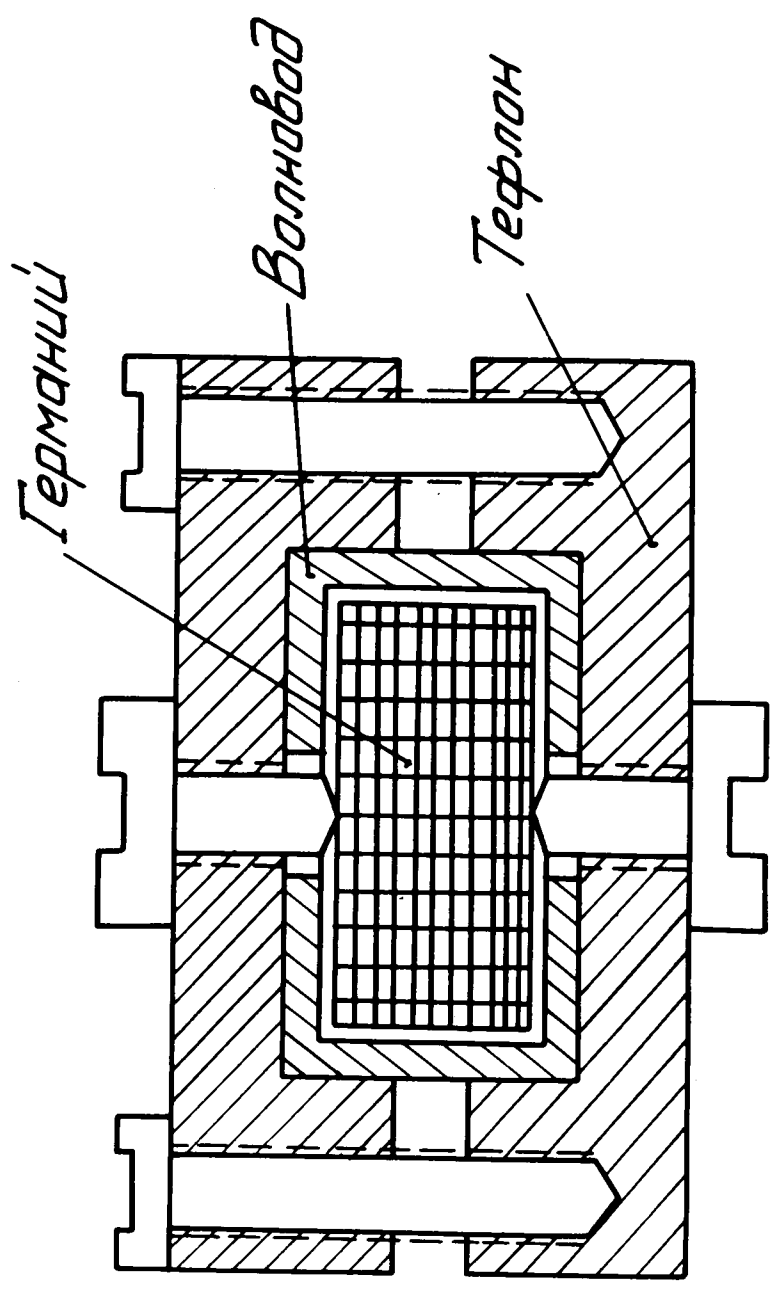


Рис. 5. Волновод германію в тефлоні

любой желаемый момент длинного импульса с помощью генератора импульсов с задержкой Г5-Г5. Постоянное магнитное поле, создаваемое электромагнитом, измерялось датчиком Холла, сигнал с которого поступал на координату "X" самописца ПДС-02Т, на координату "У" можно было подавать протестированный сигнал детектора D_3 для записи зависимости поглощаемой кристаллом мощности от магнитного поля. С помощью такой записи произведена градуировка датчика Холла по антиферромагнитному резонансу в $MnCO_3$.

Из-за описанного в главе I явления жесткости превышение над порогом h/h_{c2} измерялось по методике, описанной в /4, 6/: при медленном ($\sim 10 \text{ мс}$) прохождении в режиме свипирования частоты резонансной кривой резонатора фиксировались моменты жесткого срыва и "выключения" возбуждения ПСВ. Второму соответствует поле в резонаторе, равное h_{c2} . Поле h_{c1} - наименьшее, при котором начинают возбуждаться ПСВ. На рис. 6 изображена фотография осциллограммы свипирования.

Мерой поглощаемой в образце СВЧ-мощности является разность между сигналами напряжения детектора D_3 , когда возбуждаются ПСВ и когда нет.

Для стационарного состояния - это величина g на рис. I. Пусть теперь мы возмущили систему спиновых волн, в результате чего поглощение мощности в момент окончания внешнего возмущающего воздействия изменилось. На эксперименте это будет заметно по отклонению сигнала детектора D_3 от стационарного значения. Пусть это отклонение равно v - именно его удобно обычно измерять. Мерой поглощаемой мощности в этот момент будет отрезок $(g - v)$ (рис. 7).

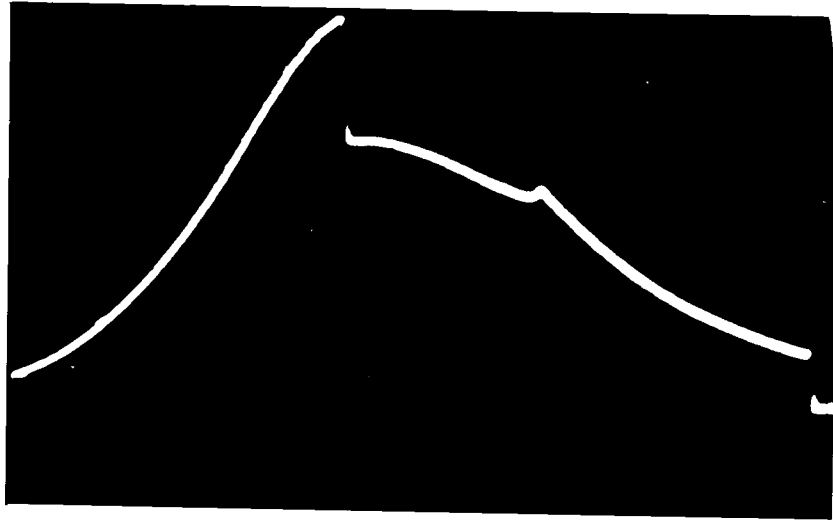


Рис. 6

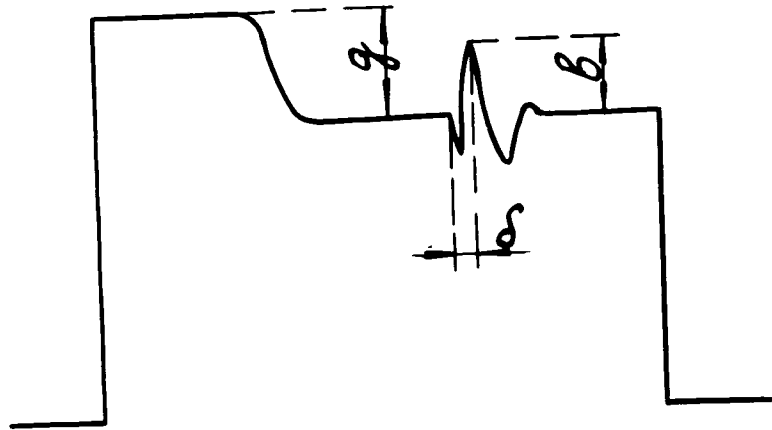


Рис. 7

III. Фазовращательные эксперименты

а) Результаты

На опыте оказалось, что система параметрических спиновых волн реагирует на быстрое переключение фазы поля СВЧ-накачки. Изменяя фазу в какой-либо момент до скола, можно удлинять время жесткого срыва. Если изменять фазу после скола, то в момент после переключения поглощаемая системой мощность СВЧ может быть больше или меньше (в зависимости от изменения фазы α), чем в стационарном состоянии; больше того, при некоторых значениях α система спинов излучает - отдает энергию в резонатор. Затем за время $\sim 1 \mu\text{s}$ поглощаемая мощность выходит на стационарное значение.

На рис.8 представлены фотографии осциллограмм переходных процессов для различных значений изменения α фазы накачки, на рис.9 - общий вид импульса СВЧ-мощности, прошедшей через резонатор с образцом, когда в результате переворота фазы спиновая система излучает. Изменение $\theta(\alpha)$ периодически по α , поэтому для получения градуировки $\alpha(V)$, где V - напряжение на отражателе, смещающее частоту, клистрона и пропорциональное этому смещению (а значит и α), мы использовали период по V экспериментально получаемой зависимости $\theta(V)$, приписывая ему значение $\alpha = 2\pi$.

При температуре $T = 1,62^\circ$ в магнитном поле $H = 2,55$ кЭ мы сняли несколько зависимостей $\theta(\alpha)$ для различных превышений над порогом h_{c1} . По заранее измеренному для данных значений магнитного поля и температуры h_{c1}/h_{c2} определялось h/h_{c2} . На рис.10 представлены зависимости $\theta(\alpha)$ для двух превышений над порогом. Величина размаха этой осцилли-

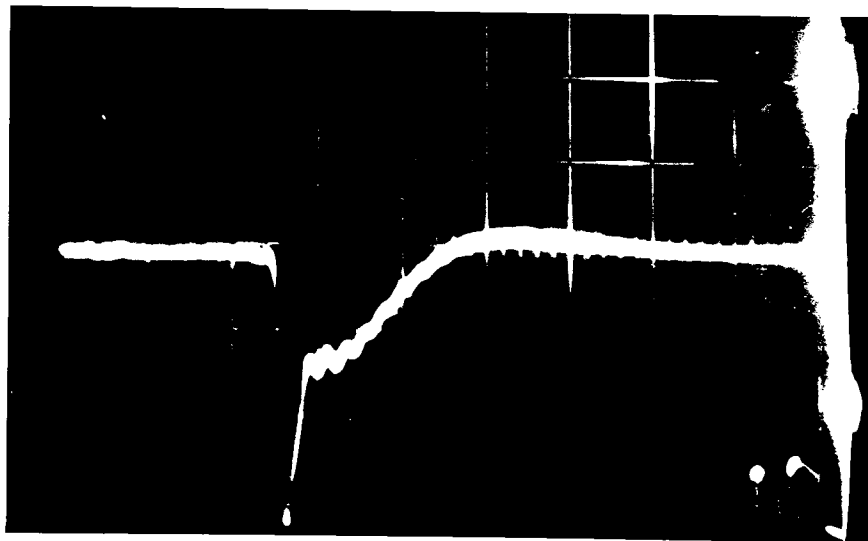
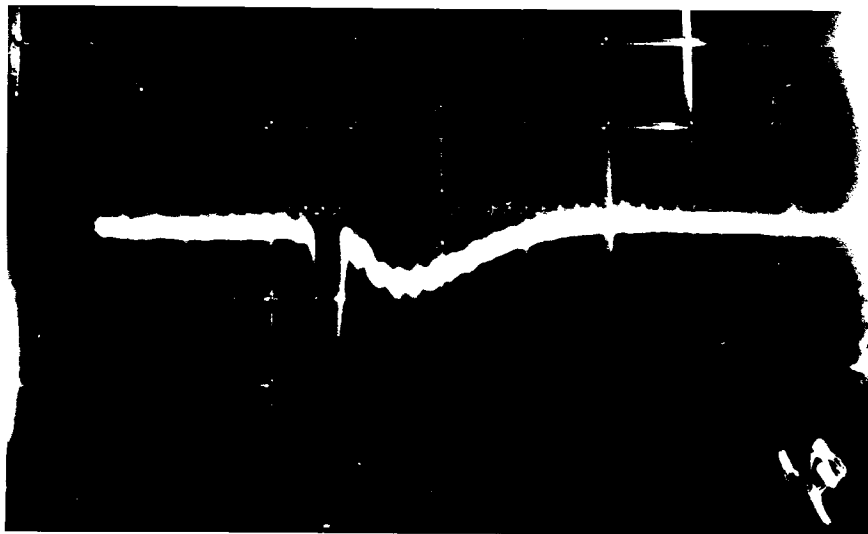
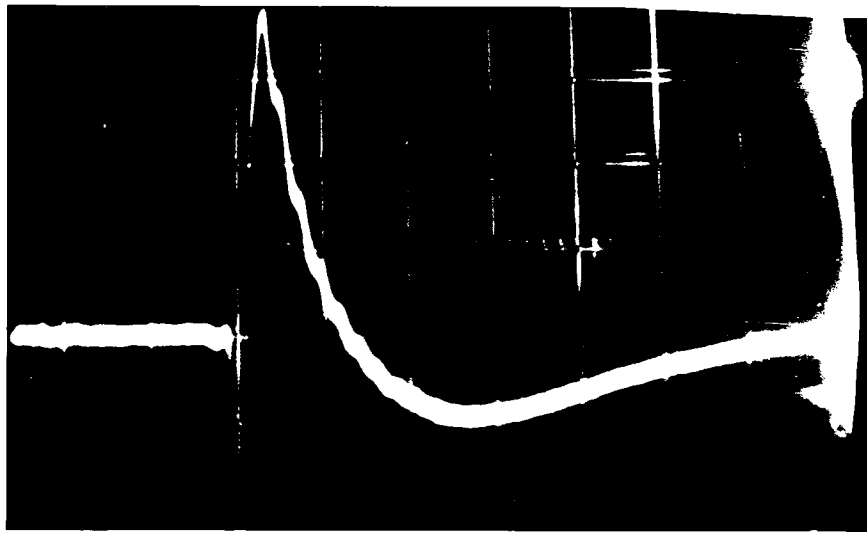


Рис. 8 Развертка $0,5 \mu\text{s}/\text{дел}$

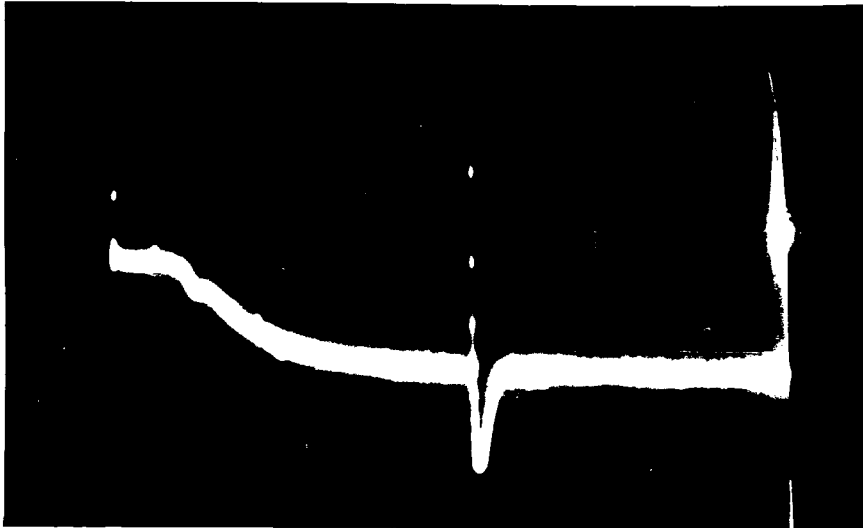


Рис.9 Развертка $10 \mu\text{с}$ дел

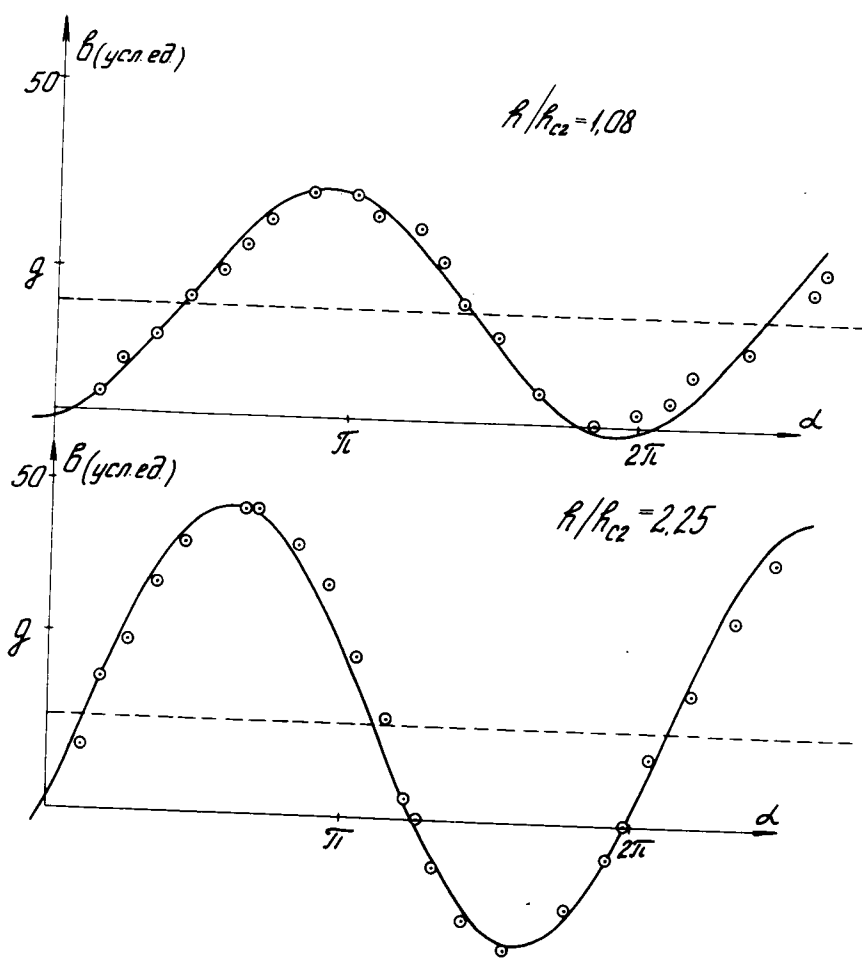


Рис. 10. Результаты экспериментов по переключению фазы
 $T = 1,62^{\circ}\text{K}$, $H = 2,55$ кЭ.

рующей функции, а также положение ее "средней линии" зависит от того, как настроен резонатор по отношению к излучению клистрона. Это связано с тем, что при возбуждении ПСВ происходит сдвиг (увеличение) собственной частоты резонатора (см. /4, 6/), и в момент после изменения фазы резонансная кривая резонатора оказывается сдвинутой по сравнению с исходной (в момент t_1 , рис.3). Сдвиг происходит из-за изменения χ' и χ'' образца. За счет изменения положения относительно резонансной кривой точки ω_p происходит добавочное, не вызванное изменениями в спиновой системе уменьшение или увеличение ν .

В наших фазовращательных опытах клистрон настраивался на частоту резонатора, когда в образце возбуждены ПСВ и установилось стационарное состояние.

Как видно из рис.10а монотонное уменьшение поглощения образцом (позиции 1, 2 резонансной кривой) не всегда соответствует монотонному увеличению ν . Подробное исследование показывает, что для монотонности необходимо выполнение условия:

$$\left| \frac{\partial q_0}{\partial d} \right| > \left| \frac{q_0}{1 + \left(\frac{\Delta f}{a}\right)^2} \left[\frac{\frac{\partial}{\partial d}(\Delta f)}{a} - \frac{\frac{\partial q}{\partial d} \cdot \Delta f}{a^2} \right] \right| \quad (*)$$

где q_0 квадрат амплитуды поля в резонаторе, Δf - сдвиг частоты, a - половина ширины резонансной кривой на уровне 0,5. В условиях нашего эксперимента $\left(\frac{\Delta q_0}{q_0} \approx 0,35; \Delta f_{\text{max}} \approx 2 \text{ мГц}, a \approx 10 \text{ мГц}\right)$ это неравенство выполняется.

Таким образом, максимумы и минимумы экспериментальной зависимости $\nu(d)$ имеют место при тех же значениях d , что и минимумы и максимумы поглощаемой мощности соответственно.

Формула (*), а также рис.10а не учитывают изменений в фазовых соотношениях спиновой системы и накачки, вызванных установлением в резонаторе колебаний, сдвиг от $\pi/2$ относительно излучения клистрона) в случае расстройки его не на собственную частоту. Эксперименты показывают, что расстройка резонатора относительно излучения клистрона на 2 мГц не влияет на положение максимумов и минимумов зависимости $\nu(d)$.

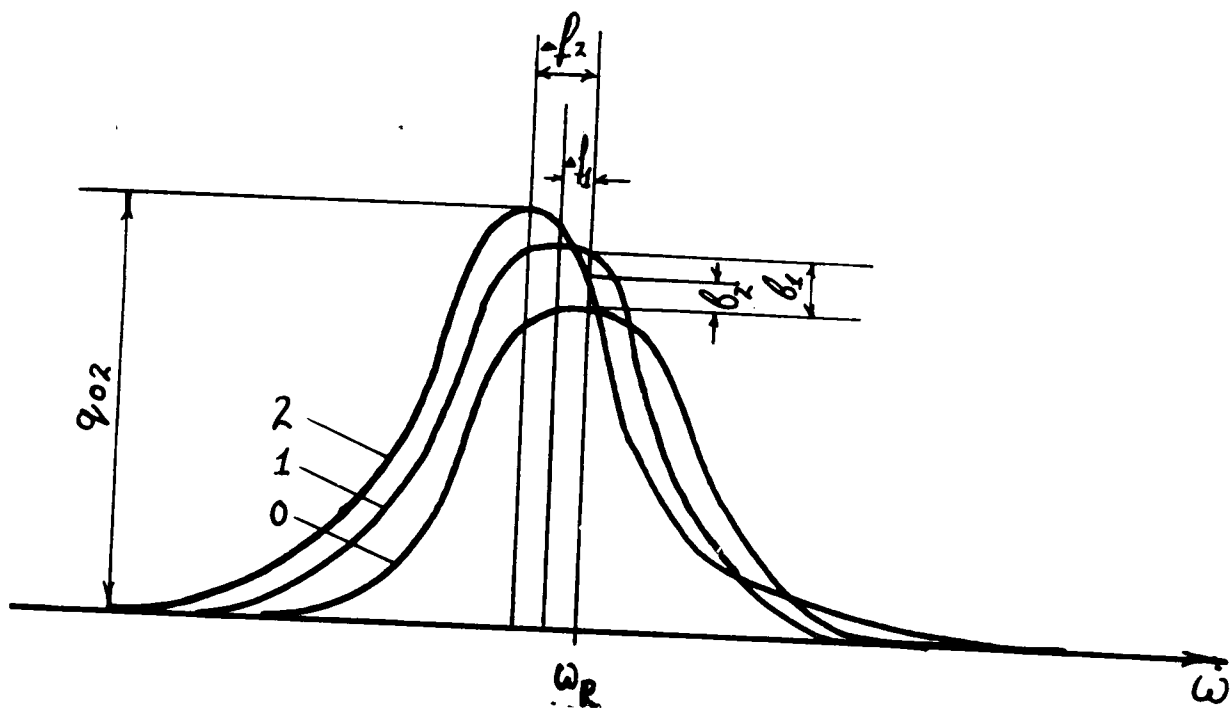


Рис. 10а

Сплошные линии на рис. 10 - синусоиды, совпадающие по амплитуде и периоду с экспериментальными кривыми. Максимумы и минимумы кривых $b(\alpha)$ при увеличении h/hc_2 монотонно сдвигаются в сторону меньших α . Во время фазовращения частота клистрона увеличивалась, т.е. излучение в момент t_2 (рис. 3) опережало по фазе исходное.

б) Обсуждение

Таким образом, ПСВ в стационарном состоянии представляет собой когерентную систему, в которой фазы магнов нижней ветви частоты $\omega_{1k} = \frac{\omega_p}{2}$ хранят информацию о фазе возбуждившей их накачки частоты ω_p .

Рассмотрим теперь вопрос о связи фаз осциллирующего параметра и параметрически возбуждаемого колебания основной частоты обычного осциллятора. Для этого по методу, изложенному в § 27 /I/ будем отыскивать решение уравнения Матве

$$\ddot{x} + \omega_0^2 \left[1 + h \cos(2\omega_0 + \varepsilon)t \right] x = 0 \quad (3.1)$$

в виде

$$x = a(t) \cos\left(\omega_0 + \frac{\varepsilon}{2}\right)t + b(t) \sin\left(\omega_0 + \frac{\varepsilon}{2}\right)t \quad (3.2)$$

где $a(t)$ и $b(t)$ - медленно меняющиеся (по отношению к временам $\sim 1/\omega_0$) функции. Сохраняя члены первого порядка малости по ε и пренебрегая членами с частотой $3(\omega_0 + \varepsilon/2)$, для a и b , получим систему дифференциальных уравнений:

$$2\dot{a} + b\varepsilon + \frac{h\omega_0}{2} b = 0 \quad (3.3)$$

$$2\dot{b} - a\varepsilon + \frac{h\omega_0}{2} a = 0$$

В интересующем нас случае параметрической неустойчивости:

$$-\frac{\hbar\omega_0}{2} < \varepsilon < \frac{\hbar\omega_0}{2} \quad \text{общее решение системы (3.3)}$$

имеет вид:

$$a = (c_1 + c_2 t) e^{\lambda t}$$

$$b = -\left(\frac{2}{\varepsilon + \frac{\hbar\omega_0}{2}}\right) \left(\frac{c_1}{2} \sqrt{\left(\frac{\hbar\omega_0}{2}\right)^2 - \varepsilon^2} + c_2\right) e^{\lambda t} - c_2 \sqrt{\frac{\hbar\omega_0 - 2\varepsilon}{\hbar\omega_0 + 2\varepsilon}} t e^{\lambda t}, \quad (3.4)$$

где $\lambda = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\hbar\omega_0}{2}\right)^2 - \varepsilon^2}$, c_1 и c_2 — произвольные константы.

Фазовый сдвиг по отношению к колебанию $\cos(\omega_0 + \frac{\varepsilon}{2})t$ определяется отношением $-\frac{b}{a} = \operatorname{tg} \alpha$, где α — угол этого сдвига. С помощью (3.4) при $t \rightarrow \infty$ получаем

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\frac{\hbar\omega_0 - 2\varepsilon}{\hbar\omega_0 + 2\varepsilon}} \quad (3.5)$$

При точном резонансе ($\varepsilon = 0$) $\alpha = \frac{\pi}{4}$.

В случае возбуждения пары волн фазовый угол α является временной фазой стоячей волны

$$S'_0 \sim \cos(kr + \beta) \cdot \cos\left[\left(\omega_0 + \frac{\varepsilon}{2}\right)t + \alpha\right],$$

которая является суммой двух бегущих с противоположными \vec{k} :

$$S'_k \sim \cos\left(\left(\omega_0 + \frac{\varepsilon}{2}\right)t + \varphi_k - kr\right);$$

$$S'_{-k} \sim \cos\left(\left(\omega_0 + \frac{\varepsilon}{2}\right)t + \varphi_{-k} + kr\right),$$

где φ_k и φ_{-k} — фазы бегущих волн, составляющих пару. Из условия $S'_0 = S'_k + S'_{-k}$ с помощью известных формул тригонометрии получим:

$$\frac{\varphi_k + \varphi_{-k}}{2} = \alpha; \quad \frac{\varphi_k - \varphi_{-k}}{2} = \beta \quad (3.6)$$

(3.6)

Из результата (3.6) следует, что фазой параметра, осциллирующего на частоте $2\omega_0 \cdot \varepsilon$, определяется сумма фаз пары возбуждаемых волн $\Psi = 2\varrho = \varphi_k + \varphi_{-k}$, а именно, т.к. $\varepsilon g \frac{\Psi}{2}$ определен (3.5), то

$$\cos \Psi = \frac{1 - \varepsilon g^2 \frac{\Psi}{2}}{1 + \varepsilon g^2 \frac{\Psi}{2}} = \frac{2\varepsilon}{\hbar \omega_0} \quad (3.7)$$

При точном резонансе $\Psi = \frac{\pi}{2}$

Теперь исследуем связь суммы фаз Ψ с поступающей в колебания осциллятора энергией

$$W \sim \frac{d}{dt} (a^2 + b^2) = 2a\dot{a} + 2b\dot{b} = -\hbar \omega_0 ab.$$

Здесь использованы соотношения (3.3). Учитывая, что $-\frac{b}{a} = \varepsilon g \varrho$, получим:

$$-ab = \frac{(a^2 + b^2)}{2} \sin(2\varrho)$$

заметим, что $a^2 + b^2 = A^2$ - квадрат амплитуды колебаний осциллятора, величина пропорциональная энергии его колебаний, или, на языке квазичастиц, числу спиновых волн. Тогда

$$W \sim A^2 \frac{\hbar \omega_0}{2} \sin \Psi \quad (3.8)$$

Результат (3.8) справедлив не только в асимптотическом ($t \rightarrow \infty$) рассмотрении, но и для любого мгновенного значения фазы Ψ .

Подытожим выше приведенные рассуждения. При параметрическом возбуждении волн с накачкой связана сумма фаз волн, составляющих пару. Энергия, отбираемая волнами у накачки, пропорциональна квадрату их амплитуды и синусу суммы фаз волн в

паре. В случае раскачки отдельной пары волн, т.е. (раскачивающейся как один гармонический осциллятор) асимптотическое значение ψ равно $\pi/2$.

Теперь рассмотрим экспериментальную ситуацию, наблюдаемую в нашей работе. Пусть к моменту переключения фазы СВЧ накачки имеются СВ с некоторым значением $\psi = \psi_{стаб.}$. Будем говорить, что фаза ψ отсчитывается относительно накачки, имея в виду следующее:

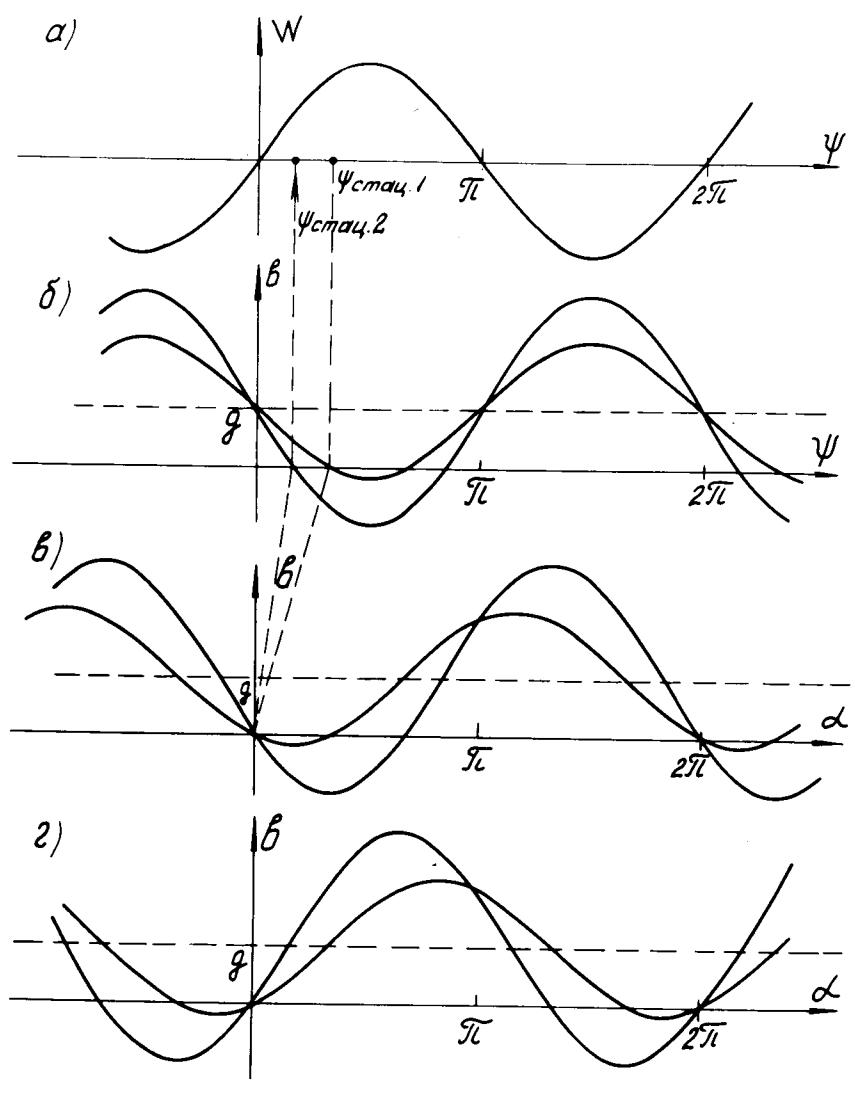
$$\psi = \varphi_{\text{стат. системы}} - \varphi_p, \text{ где}$$

$$\varphi_p = \omega_p t; \quad \varphi_{\text{стат. системы}} = \omega_k t + \omega_{-k} t + \varphi_k + \varphi_{-k}$$

Так как в нашем случае $\omega_k = \omega_{-k} = \frac{\omega_p}{2}$, то это определение, очевидно, согласуется с вышеизложенным.

На рис. IIа показана зависимость $W \sim \sin \psi$ и указаны точки $\psi_{стаб.1}$, $\psi_{стаб.2}$, изображающие имеющуюся фазу СВ к моменту переключения фазы СВЧ в каких-либо двух конкретных случаях. $W \sim g - v$, при $\psi = \psi_{стаб.} v = 0$ отсюда можно построить зависимость $v(\psi) = g(1 - \frac{\sin \psi}{\sin \psi_{стаб.}})$ (рис. IIб).

Пусть в процессе фазовращения фаза СВЧ уменьшилась на α , тогда в момент t_2 (после переключения) для системы СВ ψ равно не $\psi_{стаб.}$, а $\psi_{стаб.} + \alpha$, т.е. для получения зависимости $v(\alpha)$ (которую мы получаем экспериментально) следует сдвинуть зависимость $v(\psi)$ на величину $\psi_{стаб.}$ влево вдоль оси абсцисс. То есть если в системе СВ к моменту переключения есть волны только одной фазы, то на опыте $v(\alpha)$ должно быть синусоидой: $v(\alpha) = g(1 - \frac{\sin(\psi_{стаб.} + \alpha)}{\sin \psi_{стаб.}})$ (рис. IIв), колеблющейся с размахом $\frac{g}{\sin \psi_{стаб.}}$ около величины g . Если в процессе фазовращения фаза СВЧ увеличилась на α (как в



наших опытах), тогда для СВ $\psi = \psi_{\text{стац}} - \alpha;$

$\beta(\alpha) = g \left(1 - \frac{\sin(\psi_{\text{стац}} - \alpha)}{\sin \psi_{\text{стац}}} \right)$ (рис. IIг). Легко видеть, что на графике IIг абсцисса первого максимума равна $\frac{\pi}{2} + \psi_{\text{стац}}$. В случае отдельной волны первый максимум должен быть в точке $\alpha = \pi$. Обработывая кривые $\beta(\alpha)$ можно получить значение $\psi_{\text{стац}}$.

Таким образом, из данных, представленных на рис. IO, следует, что основная часть СВ имеет ^{рис. 9} отличающуюся ^{с ψ} фазы отдельной волны тем больше, чем больше напряженность СВЧ-поля на образце. Это очевидно говорит о том, что в процессе подхода к стационарному состоянию фаза СВ ψ отворачивается от $\frac{\pi}{2}$, $\sin \psi$ уменьшается, поглощение энергии с ростом амплитуды волн замедляется, т.е. одним из механизмов ограничения амплитуды параметрических СВ становится фазовый разворот системы спинов относительно накачки. Заметим еще, что фазовый сдвиг от $\frac{\pi}{2}$ проявляется не только в смещении максимумов и минимумов. Чем дальше $\psi_{\text{стац}}$ отстоит от $\frac{\pi}{2}$, тем на все большую глубину величина β заходит в отрицательную область (поглощение мощности возрастает по отношению к стационарному состоянию). При $\psi_{\text{стац}} = \frac{\pi}{2}$ увеличение поглощения в результате фазовращения невозможно.

Очевидно, поворот по фазе в процессе подхода к стационарному состоянию есть явление коллективное, связанное с увеличением числа волн и их взаимодействием между собой, поэтому здесь приходится оставить рассмотрение параметрической раскачки одиночного осциллятора и обратиться к теории, учитывающей нелинейное взаимодействие волн. Такая теория развита В.Е.Захаровым, В.С.Львовым и С.С.Старобинцем в работе /8/,

где рассматривается ситуация, когда обратным влиянием на накачку можно пренебречь, и тогда ограничение амплитуды возбуждаемых волн может произойти только за счет взаимодействия между ними. Авторы показали, что "основные черты запороговского поведения объясняются фактом установления фазовой корреляции волн с равными и противоположно направленными волновыми векторами", которую они по аналогии со сверхпроводимостью назвали "спариванием", т.е. ими показано, что значение суммы фаз волн в паре, о котором мы говорили выше при рассмотрении накачки отдельной пары волн, также является вполне определенным и в нелинейном случае. Взаимодействие СВ складывается таким образом из взаимодействия пар.

"Исследование этого взаимодействия показывает, что его можно представить как появление дополнительной накачки, пропорциональной суммарному квадрату амплитуды пар. Существенно, однако, что фаза этой накачки, совпадающая с суммарной фазой пар, отличается от фазы внешней накачки. Появление дополнительной накачки с другой фазой изменяет суммарную фазу волн, что ведет к уменьшению связи с внешней накачкой и в конечном итоге - к ограничению амплитуды" /8/. В результате исследования стационарных состояний, авторы пришли к выводу, что при достаточно малом превышении над порогом реализуется режим в виде одной пары монохроматических волн, т.е. распределение параметрических волн в \vec{k} -пространстве представляет собой две симметричные относительно нуля точки на изоэнергетической поверхности $\omega(\vec{k}) = \frac{\omega_p}{2}$

Для этого случая уравнения, определяющие амплитуду и фазу пары, можно записать в виде (/8/, уравнения (66)) :

$$\frac{dN_k}{2dt} = N_k \left[-\gamma + hV \sin \psi_k \right] \quad (3.10a)$$

$$\frac{d\psi_k}{2dt} = \omega_k + 2TN_k - \frac{\omega_p}{2} + hV \cos \psi_k + S' N_k \quad (3.10b)$$

Здесь N_k - амплитуда волны с волновым вектором \vec{k} ; γ - затухание волны ($\frac{1}{\tau} = 2\gamma$); h - поле СВЧ-накачки; V - параметр связи с накачкой; ω_k - закон дисперсии СВ; S' и T - коэффициенты гамильтониана взаимодействия пар СВ. ($2TN_k$ - нелинейный сдвиг частоты).

Очевидно, что для величины критического поля (с которого начинается параметрическая раскачка) справедливо: $-\gamma + h_c V = 0$ т.е. $hV = \gamma \frac{h}{h_c}$. Физический смысл уравнения (3.10a) прост: $-\gamma N_k$ пропорционально уходящей из системы сплюс энергии, $N_k hV \sin \psi_k$ - приходящей (ср. с (3.8)). Это значит, что рассуждения, сделанные при построении графиков рис. II остаются в силе. Уравнение (3.10b) определяет нелинейную связь фазы и амплитуды пары в присутствии накачки.

В стационарном состоянии производные по времени равны нулю, а также

$$\tilde{\omega}_k = \omega_k + 2TN_k - \frac{\omega_p}{2} = 0 \quad (3.11)$$

— условие резонанса. Поэтому

$$\sin \psi_{\text{стат}} = \frac{\gamma}{hV} = \frac{h_c}{h} \quad (3.12a)$$

$$N_{\text{стат}} = \gamma \frac{\sqrt{\left(\frac{h}{h_c}\right)^2 - 1}}{|S'|} \quad (3.12b)$$

На рисунке 12 изображены результаты эксперимента по определению $\psi_{\text{стац}}$ в координатах $\sin \psi_{\text{стац}}, \hbar c_2 / \hbar$. В пределах ошибок эксперимента точки ложатся на биссектрису координатного угла, как и следует из (3.12a).

Теперь можно сделать еще два вывода: во-первых, о справедливости модели теории /8/, а, во-вторых, о том, что в нашем случае вплоть до $\hbar / \hbar c_2 \sim 2,5$ осуществляется режим монохроматической пары. Заметим, что результат (3.12a) получается и в режиме непрерывного распределения пар в \vec{K} -пространстве, но только в случае изотропности по \vec{K} V и γ , что маловероятно для АФП.

IV. Отклик системы параметрических СВ на переключение частоты накачки

а) Результаты

При быстром (за время $\sim 0,05 \mu\text{с}$) переключении частоты СВЧ накачки при постоянной мощности, на опыте получаются два типа переходных процессов в зависимости от величины $\Delta f = \Delta \omega_p / 2\pi$, на которую изменяется частота клистрона.

1. $\Delta f \lesssim 1$ МГц; в момент переключения происходит увеличение или уменьшение поглощаемой мощности. Знак величины ν изменяется вместе с изменением знака Δf . За время $\sim 1 \mu\text{с}$ поглощаемая мощность выходит на стационарное значение. На рис. 13 показана осциллограмма импульса СВЧ-мощности, прошедшей через резонатор, при этом частота клистрона изменялась на время $\sim 6 \mu\text{с}$. Чувствительность спиновой системы к переключению частоты чрезвычайно велика - переключение $\Delta f \approx \approx 10$ кГц (величина, близкая к кратковременной стабильности

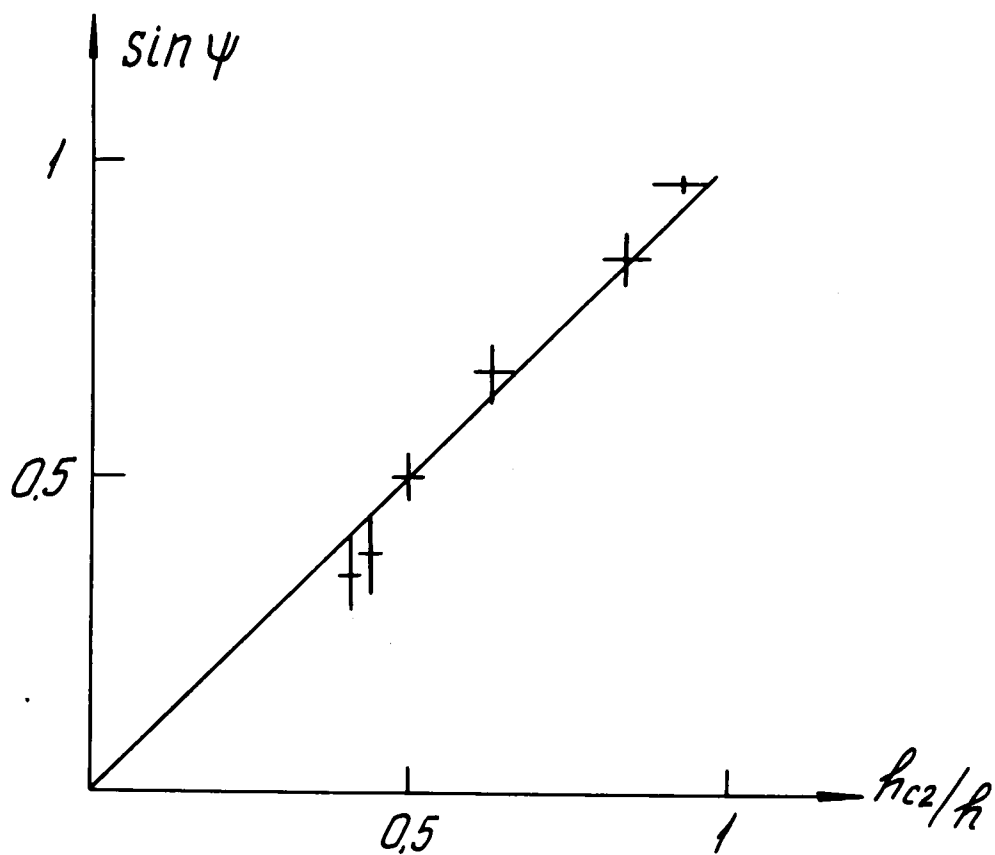


Рис.12. Результаты экспериментов по переключению фазы
 $T = 1,62^{\circ}\text{К}$, $H = 2,55 \text{ кЭ}$.

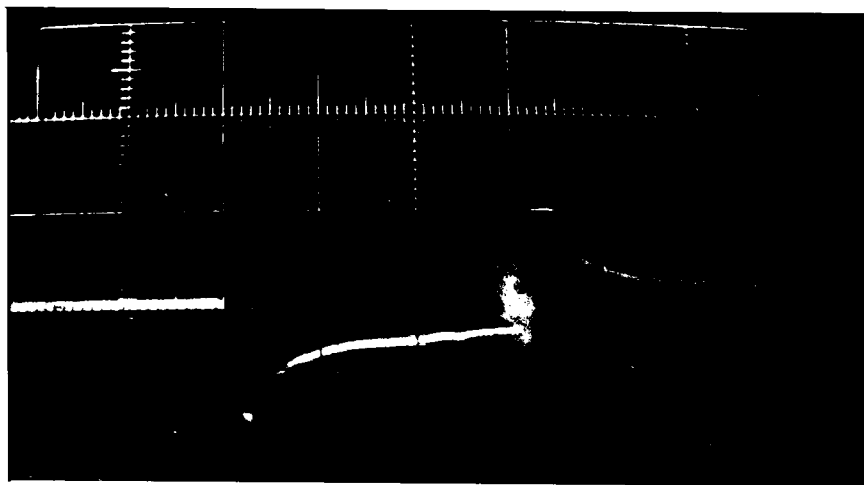


Рис.13 Развертка $2 \mu\text{s}/\text{дел}$

генератора) замечается системой спинов. Время выхода на стационар уменьшается с увеличением h/h_{e2} .

П. При $1/\Delta f \sim 1 \mu s$ переходной процесс типа I при увеличении Δf непрерывно переходит в биения поглощаемой мощности с частотой Δf около нулевого положения ($\nu = g$ см. рис 7), которые экспоненциально затухают. Время затухания биений зависит от температуры и величины внешнего магнитного поля и в пределах нашей точности не зависит от мощности СВЧ, поступающей в резонатор. На рис. 14 показана общая картина импульса мощности, прошедшей через резонатор. Здесь видно, что биения поглощаемой мощности происходят около нулевого положения. На рис. 15 - фотография осциллограммы биений с быстрой разверткой. При превышении над h_{e2} более чем в 3 раза плавная экспоненциальная форма огибающей искажается. В целях изучения времени жизни S^0 биения были сфотографированы при различных значениях магнитного поля и температуры. Мы наблюдали биения с частотой вплоть до 15 Мгц. (При большем изменении частоты, вследствие избирательного действия резонатора, нельзя было достигнуть мощности, необходимой для возбуждения ПСВ).

б) Обсуждение

Возникновение отклика на переключение частоты следует из уравнений (3.10): при нарушении стационарного условия (3.11) начинает изменяться фаза ψ , что ведет к изменению поглощаемой мощности. Пренебрегая членом $2T(N_k - N_{стац})$ на СВМ "Наири" было проведено численное решение системы (3.10) для нескольких превышений над порогом h/h_{e2} и нескольких значений расстройки частоты Δf . При этом для небольших $\Delta f \ll 1 \text{ Мгц}$,

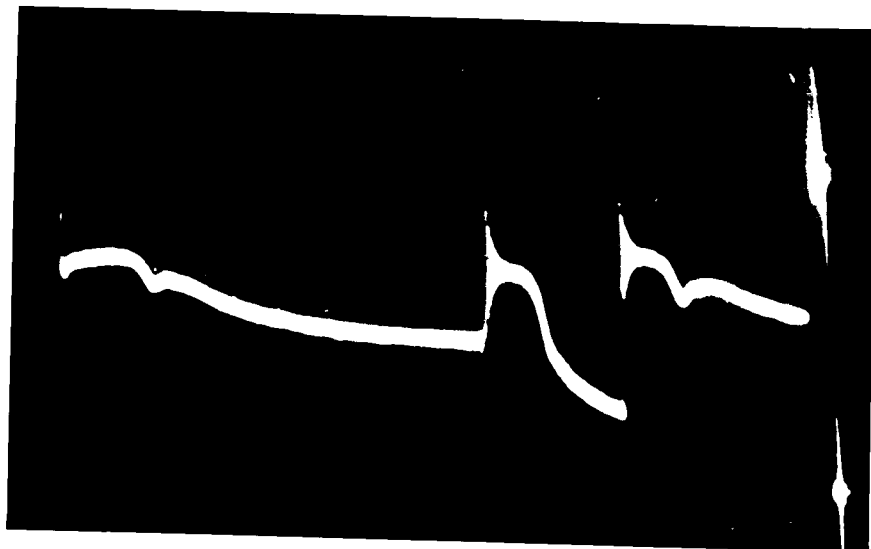


Рис. 14

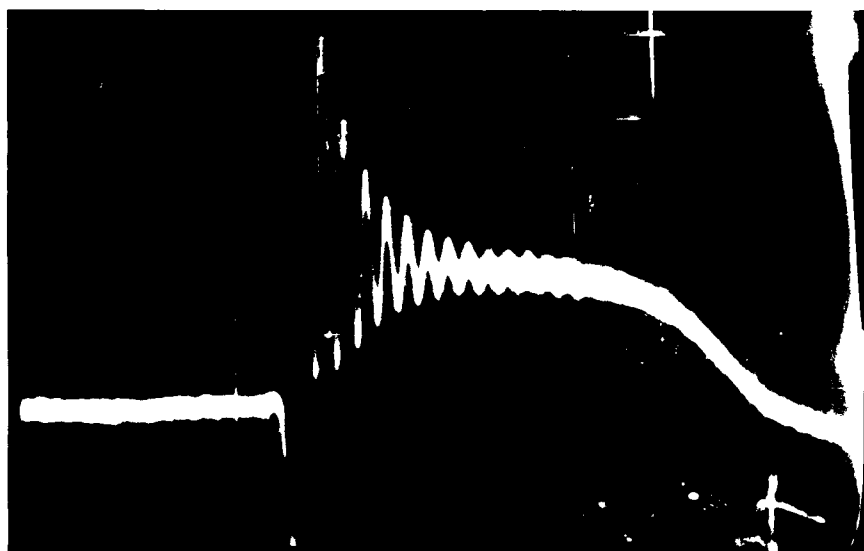


Рис. 15 Развертка $0,5 \mu\text{s}/\text{дел}$

порядка размеров области частот параметрической неустойчивости $\Delta f \lesssim \frac{1}{2\pi} \gamma \frac{h}{h_c} \approx 0,2 \text{ мГц}$ время затухания N_k зависит от h/h_{c2} . Для $\Delta f \approx 5 \text{ мГц}$ $N_k(t)$ представляет собой затухающую экспоненту с характерным временем $1/2\gamma = \tau_M$, промодулированную с частотой Δf . Глубина модуляции возрастает с увеличением h/h_{c2} и в случае $h/h_{c2} = 3,3$ ($\approx 10\delta$ по мощности) равна $\sim 20\%$. Эта модуляция связана, видимо, с тем, что при непопадании ω_p в область параметрической неустойчивости инкремент нарастания амплитуды $\lambda_k = -\gamma + \sqrt{(hV)^2 - (2\pi\Delta f)^2}$ где $2\pi\Delta f$ - расстройка собственной частоты СВ относительно $\omega_p/2$ (ср. (3.4) становится комплексным, что соответствует наличию в решении осцилляций с частотой $\sqrt{(hV)^2 - (2\pi\Delta f)^2}$. Поскольку в наших опытах $hV = \gamma \frac{h}{h_c} \approx 1 (\mu\text{с})^{-1}$, а $\Delta f = 5 \text{ мГц}$, то осцилляции (модуляция затухающей экспоненты) имеют частоту приблизительно равную Δf . Зависимость от h/h_{c2} проявляется лишь в глубине модуляции, время затухания N_k от h/h_{c2} не зависит. На рис. 16 представлены результаты машинного счета для N и ψ . ψ мало отличается от линейной функции времени, причем $\frac{d\psi}{dt} = 2\pi\Delta f$. Значит, если выбрать не слишком большое превышение над порогом, при котором глубина модуляции мала, то поглощаемая мощность $W \sim N \sin \psi$ будет зависеть от времени как затухающая с временем $\tau_n = \frac{1}{2\gamma}$ экспонента, умноженная на синусоиду с частотой Δf . Поглощение мощности волной с новым значением ω_k должно быть мало, поскольку, как видно из осциллограммы рис. 14, раскачка новой волны начинается только спустя некоторое время после затухания биений. Таким образом, характерное время затухания биений есть время

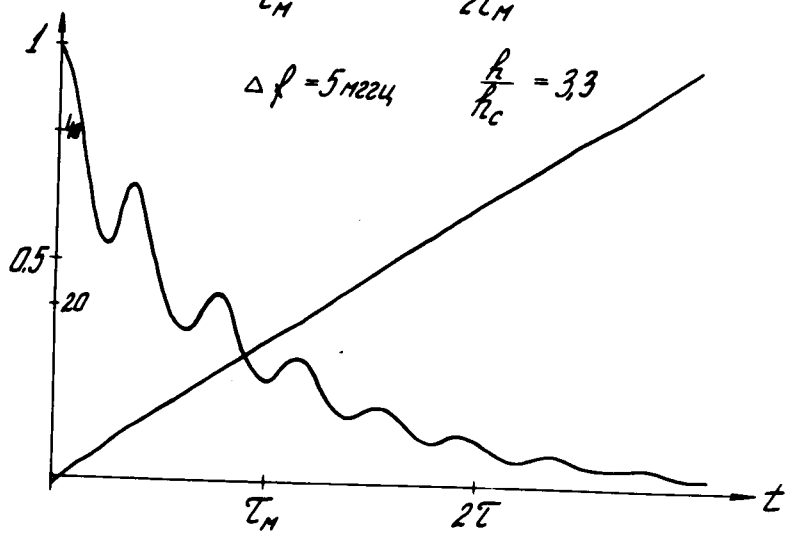
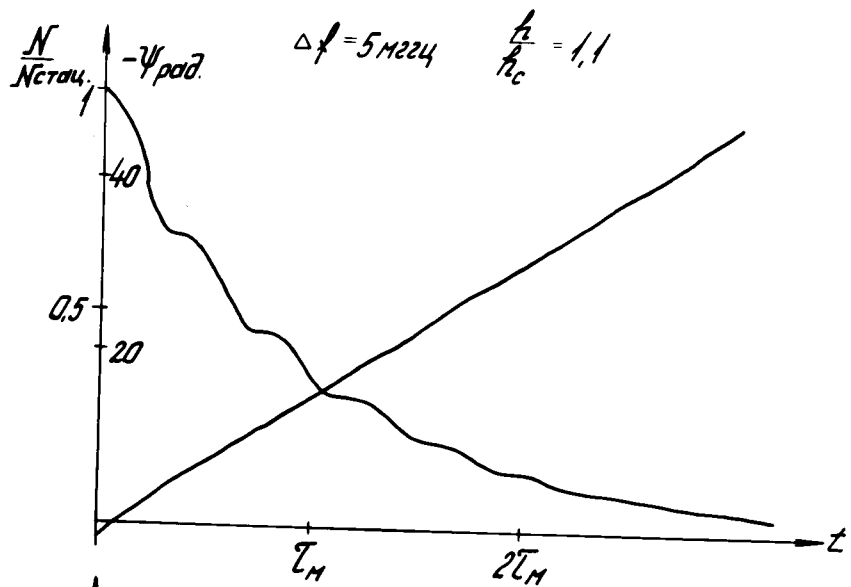
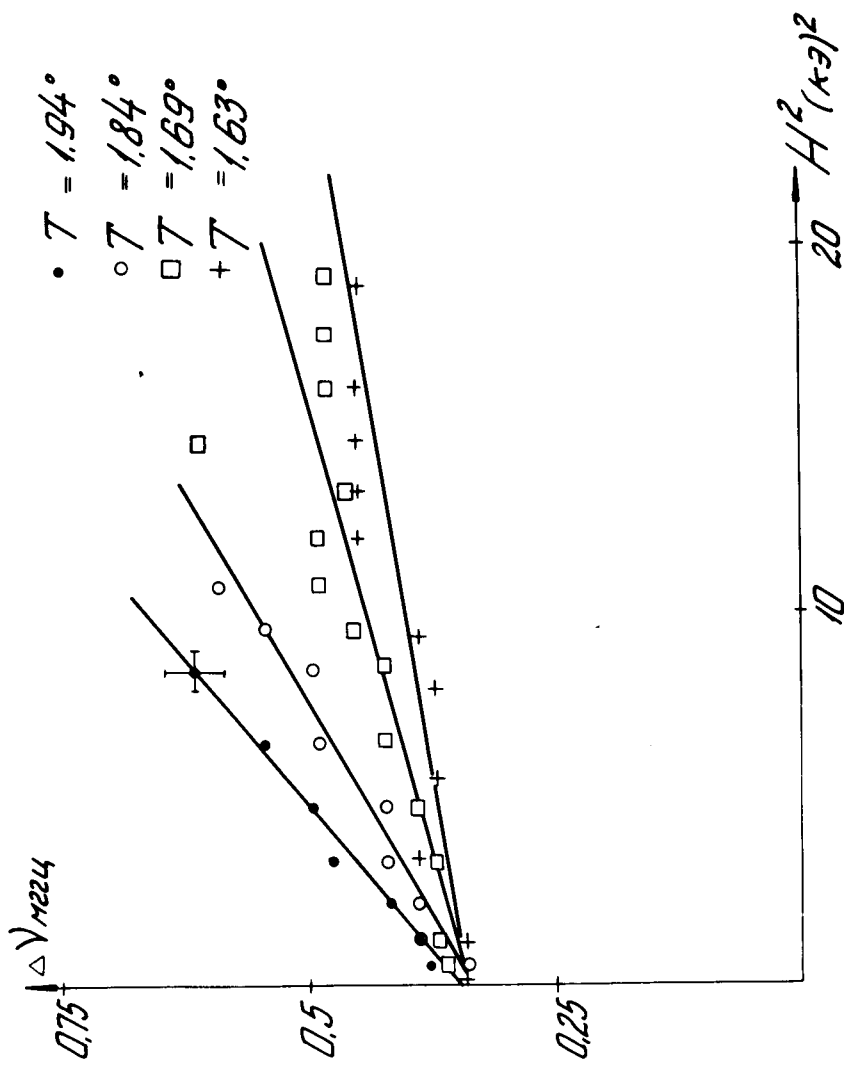


Рис. 16

жизни СВ. Обработывая фотографии осциллограмм, мы получили значения времени жизни для различных H и T . Эти данные представлены в координатах $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi T\tau_M} ; H^2$ (как в работах /4, 6/, где авторы получали $\Delta\nu$ из измерений h_{c1} и h_{c2}) на рис. 17. В пределах точности нашего эксперимента точки лежат на прямых $\Delta\nu = \Delta\nu_0 + \alpha H^2$. Наименьшая наблюдаемая релаксация ($\Delta\nu_0 = 0,35$ МГц) соответствует времени жизни $\frac{1}{2\pi\Delta\nu_0} = \tau_{M0} = 0,45 \mu s$. В работах /4, 6/ для наименьшей релаксации получено значение $\Delta\nu_0 = 0,12$ МГц. Такое различие в величине $\Delta\nu$, по-видимому, объясняется качеством кристаллов.

У. Отклик системы параметрических СВ на прерывание мощности СВЧ-накачки

Опыты по прерыванию мощности были предприняты для оценки времени жизни СВ. Само явление затухания параметрических волн имеет интересную особенность - вместе с уменьшением числа СВ происходит их разворот по фазе. Этого следует ожидать из теории /8/, а также можно наблюдать на таком качественном эксперименте. Пусть в результате прерывания мощности СВЧ-накачки на время $\delta \sim 0,4 \mu s$ в момент после прерывания величина $\nu = \nu_1$. Если теперь во время прерывания мощности еще осуществлять поворот СВЧ-поля по фазе, то можно подобрать такой поворот $\alpha^* \neq 0$, что величина ν примет значение $\nu_2 < \nu_1$ т.е. с помощью фазовращения можно "уменьшить" результат действия модуляции мощности СВЧ на систему ПСВ. В результате отдельного воздействия на систему ПСВ в стационарном состоянии фазовращением на угол α^* $\nu = \nu_3 > 0$ и $\nu_3 \approx \nu_1$. На рис. 18 представлены данные измерения величины ν/g в зависимости от



длительности прерывания δ , а также результаты машинного расчета этой зависимости с помощью уравнений (3.10). Для времени жизни взято значение, полученное из обработки биений $\tau_m = 0,45 \mu s$. К сожалению, в условиях нашего эксперимента нельзя было осуществить полное "выключение" СВЧ-мощности. Во время прерывания отношение h/h_{c2} имело величину $0,3 \pm 0,5$, причём это отношение не оставалось постоянным, а изменялось на величину $\sim 20\%$ в ходе прерывания. Это связано, по-видимому, с наличием СВЧ поля, излучаемого затуханиями СВ.

Значение параметра h/h_{c2} , конечно, существенно для процесса затухания, поэтому следует требовать только качественного совпадения порядков величин экспериментальных и теоретических зависимостей, изображенных на рис.18. Таким образом, время жизни СВ $\sim 0,4 \mu s$, полученное в предыдущей главе, согласуется с опытами по прерыванию мощности.

Интересно отметить, что восстановление длительности до жесткого срыва раскачки СВ при прерывании "до скола" происходит при длительностях прерывания больших, чем восстановление v/g при прерываниях "за сколом". Полное восстановление участка I (рис.1) происходит при длительностях $\delta \sim 4 \mu s$. Результаты прерывания на участке "до скола", а также схема расположения измеряемых величин по времени приведены на рис.19.

VI. Коллективные колебания

Теперь обратимся к рассмотрению переходного процесса, посредством которого система ПСВ переходит к стационарному состоянию после переключения фазы. При переключении фазы на угол $\alpha \sim 30^\circ + 40^\circ$ на общем фоне постепенного приближения

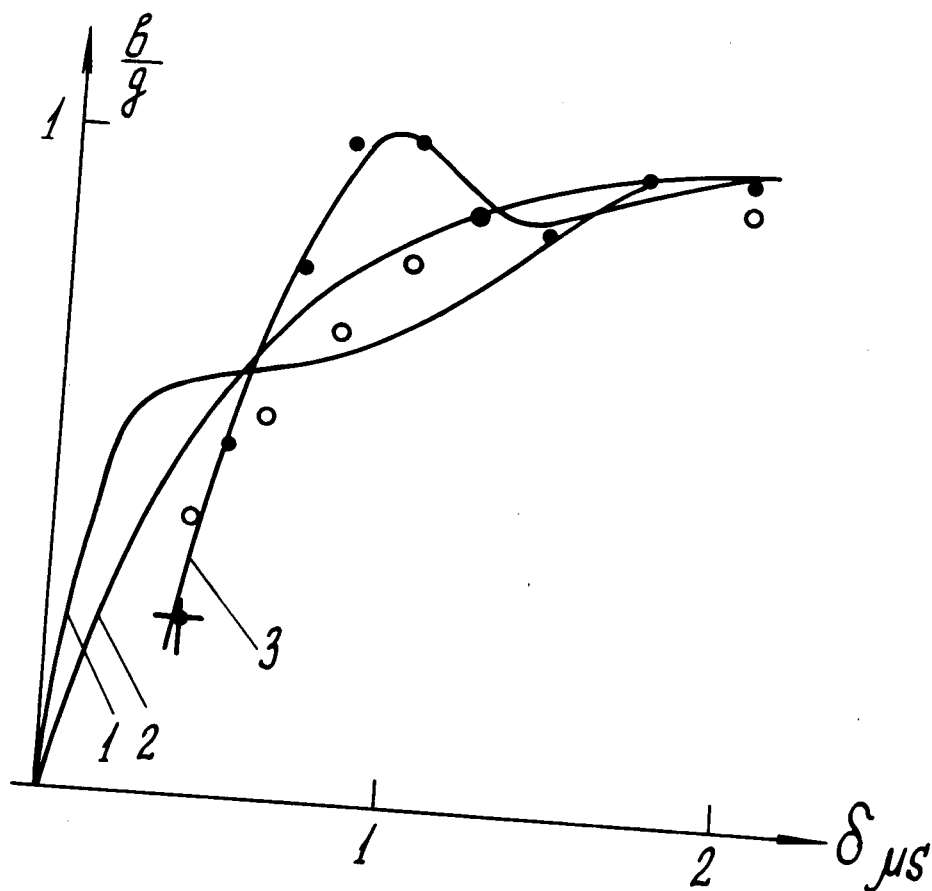


Рис. 18. Результаты экспериментов по прерыванию мощности после скола. $T = 1, 65^{\circ}K$, $H = 2, 55$ кЭ.

1 - машинный расчет для условий:
 в стационарном состоянии $h/h_{c2} = 1, 92$
 во время прерывания $h/h_{c2} \approx 0, 5$

3 - экспериментальная зависимость для этих условий (данные измерений представлены ~~черными~~ ^{черными} кружочками)

2 - машинный расчет для условий:
 в стационарном состоянии $h/h_{c2} = 1, 03$
 во время прерывания $h/h_{c2} \approx 0, 5$

(Данные измерений для этих условий представлены ~~черными точками~~ ^{пустыми кружочками})

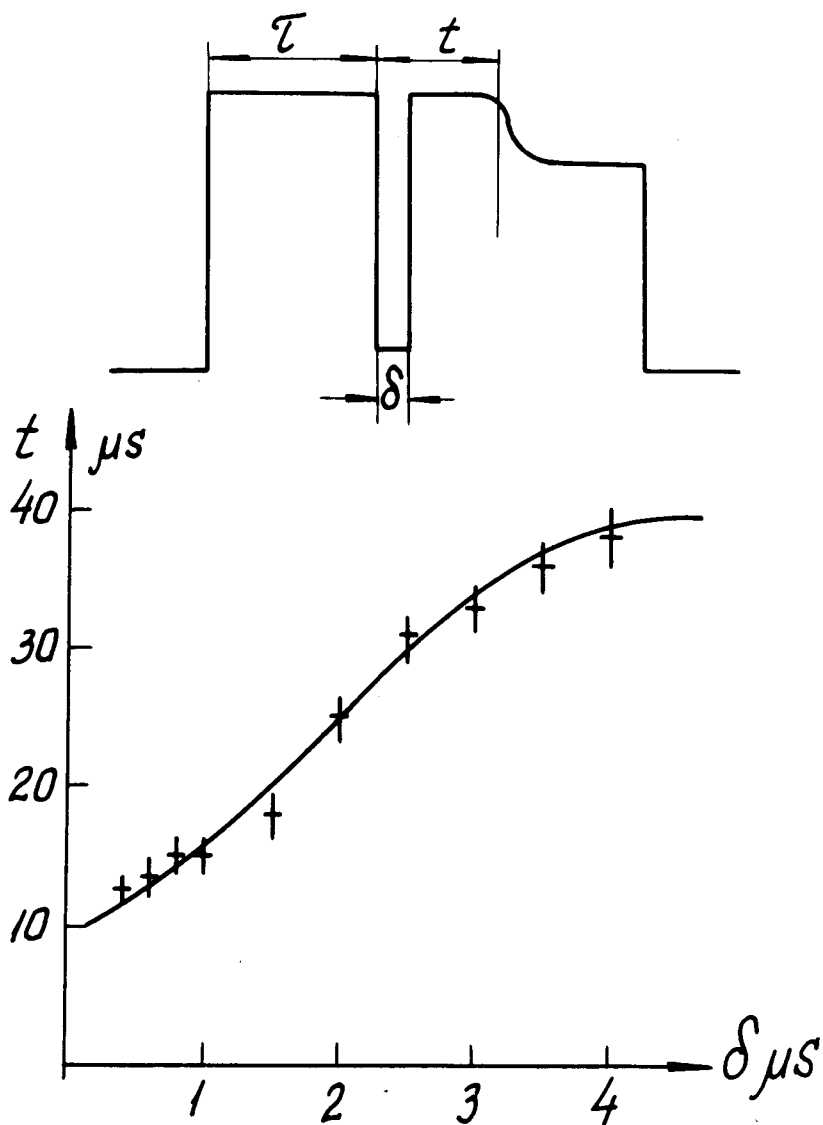


Рис.19. Результаты экспериментов по переключению мощности до скола. $T = 2,0 \pm 0^{\circ}K$; $H = 0,73$ кЭ, $\tau = 30 \mu s$, $t/\delta_{=0} = t_0 - \tau = 10 \mu s$
 На участке τ $h/h_{c1} = 1,10$, на участке δ $h/h_{c1} \approx 0,1$

со временем величины ν к нулю, видны осцилляции поглощаемой мощности с периодом $\sim 1 \mu s$, учащающиеся с увеличением надпороговости (см. фотографию осциллограммы рис. 20). В рамках теории /8/ эти осцилляции следует объяснять колебаниями относительно стационарных значений числа и фаз ПСВ. И действительно, в работе /9/ при исследовании устойчивости стационарного состояния к малым возмущениям амплитуд n_k и фаз ψ для простейшего случая одинакового для всех пар возмущения $\delta\psi_k, \delta n_k \sim e^{\nu t}$ получено выражение для инкремента неустойчивости

$$\nu = -\gamma \pm \left[\gamma^2 - 4S'(2T+S)N_0^2 \right]^{1/2}, \quad (6.1)$$

здесь $N_0 = \sum_k n_k$ - суммарная амплитуда пар.

Отсюда видно, что в устойчивом состоянии, существующем при $S'(2T+S) > 0$ система может совершать гармонические колебания $\delta\psi, \delta n \sim \exp(i\Omega_0 t)$ с собственной частотой $\Omega_0 = \text{Im } \nu$. Или

$$\Omega_0 = 2\gamma \sqrt{\frac{2T+S}{S} \left(\left(\frac{h}{h_0} \right)^2 - 1 \right)} \quad (6.2)$$

(здесь использовано выражение для N_0 (3.126)). Затухание этих осцилляций, как видно из (6.1), будет происходить с характерным временем $1/\gamma$. Эти осцилляции названы авторами работ /9/ коллективными колебаниями, т.к. стационарное состояние и колебания около него определяются взаимодействием большого числа волн.

Используя в качестве источника СВЧ-мощности магнетрон,

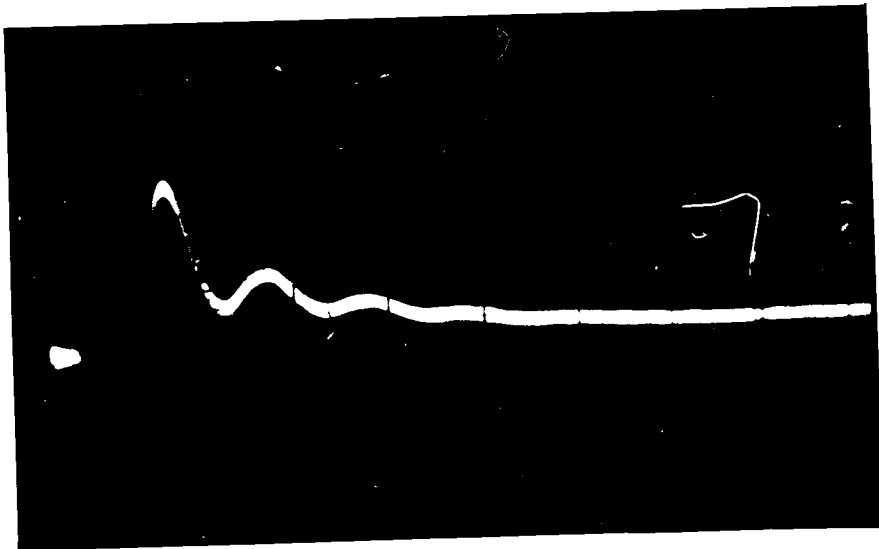
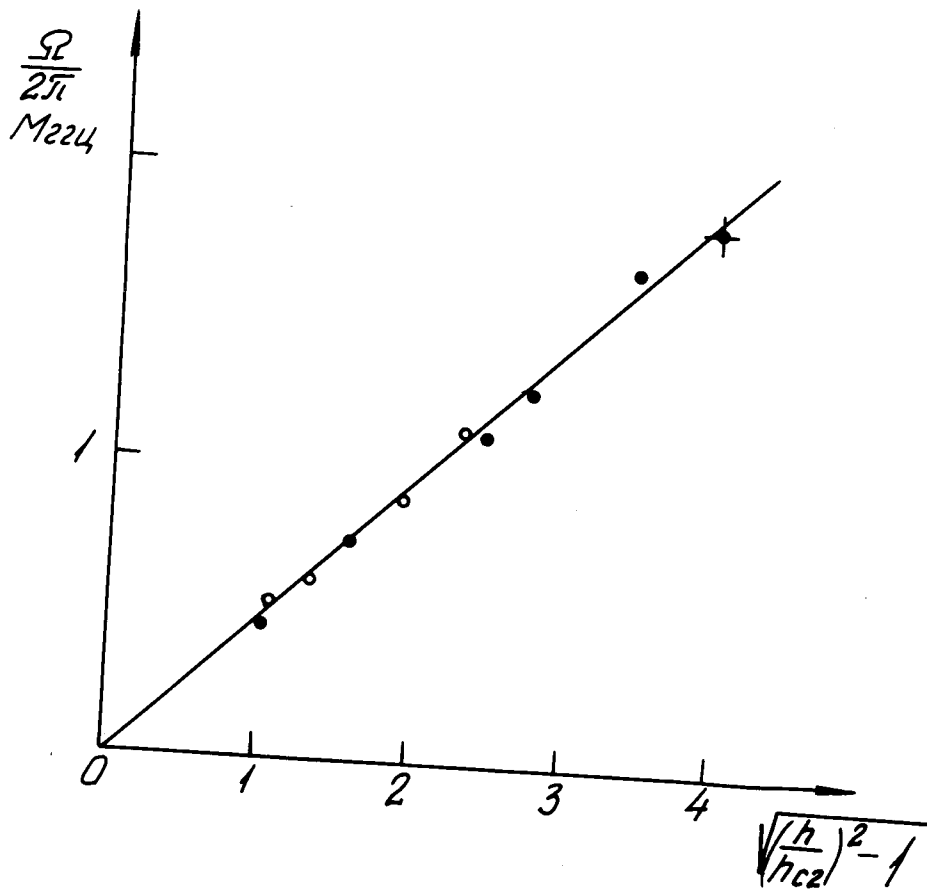


Рис. 20 Развертка $0,5 \mu\text{s}/\text{дел}$



мы получили экспериментальную зависимость $\Omega_0 \left(\frac{\hbar}{\hbar_{c2}} \right)$ для значений $\frac{\hbar}{\hbar_{c2}}$ от 1,1 до ~ 4 . Результаты измерений представлены на рис. 21. Из обработки экспериментальных данных получена величина

$$\frac{2\chi}{2\pi} \sqrt{\frac{2T+\delta'}{\delta'}} = \Delta\nu \sqrt{\frac{2T+\delta'}{\delta'}} = 0,5 \pm 0,05 \text{ мГц},$$

что по порядку величины совпадает с значением $\Delta\nu = 0,35 \text{ мГц}$ полученным из данных по затуханию биений (см. главу IV).

Хорошее согласие данных по наблюдению коллективных колебаний с предсказаниями теории еще раз подтверждает важную роль взаимодействия спиновых волн в установлении стационарного состояния и его устойчивости.

Заключение

Основные результаты работы сводятся к следующему:

1. Обнаружена реакция системы ПСВ на изменение фазы СВЧ-накачки.
2. Определена зависимость суммы фаз пар волн в стационарном состоянии от напряженности СВЧ-поля \hbar .
3. Экспериментально доказано, что существенным для ограничения амплитуды ПСВ в АФМПП механизмом является поворот суммарной фазы волн по отношению к фазе СВЧ-накачки.
4. Показано, что для превышений над порогом $\frac{\hbar}{\hbar_{c2}} \lesssim 2,5$ в АФМПП осуществляется режим в виде монохроматической пары волн с одним определенным волновым вектором \vec{k} для одной волны и волновым вектором $-\vec{k}$ для другой.

5. Результаты фазовращательных экспериментов и наблюдения коллективных колебаний доказывают наличие взаимодействия пар ПСВ и подтверждают выводы теории /8/, в которой проведен анализ влияния этого взаимодействия на установление стационарного состояния.

6. Из наблюдения переходных процессов при переключении частоты накачки (биений) получены зависимости релаксации спиновых волн $\Delta\nu$ от магнитного поля H для нескольких значений температур в интервале $1,65 \pm 2,0^\circ\text{K}$. Наименьшее значение $\Delta\nu = 0,35$ МГц.

7. Данные по наблюдению затухания ПСВ согласуются со значениями из опытов с биениями. Экспериментально установлено, что в процессе затухания происходит поворот суммарной фазы ПСВ.

Я благодарен П.Л.Капице за предоставленную возможность работать в Физической лаборатории, и глубоко признателен моему научному руководителю Л.А.Прозоровой за внимательное повседневное руководство, участие в экспериментах и обсуждении результатов, А.С.Боровику-Романову за интерес к работе и содержательные дискуссии, Г.Д.Богомолу и его сотрудникам, а также А.Б.Маненкову за интерес к работе, помощь в обращении с радиоаппаратурой и СВЧ-техникой и дружеское расположение. Мне особенно приятно также поблагодарить В.С.Львова за содержательные беседы по вопросам, затронутым в его работах и Л.П.Нитаевского за интерес к нашим результатам и ценные советы по практическому использованию математического аппарата.

Я благодарен Э.В.Гаусман за содействие при проведении расчетов на ЭВМ "Наири" и К.И.Рассохину за техническую помощь.

Литература

1. Л.Ландау, Е.Лифшиц. Механика.
2. Л.А.Прозорова, А.С.Боровик-Романов. Письма в ЖЭТФ, 1970, 58, 2078.
3. *M.H. Seavay. J. Appl. Phys. 40, 2597 (1969)*
4. В.В.Кведер, Б.Л.Котюжанский, Л.А.Прозорова. ЖЭТФ, 63, 2205 (1972).
5. В.И.Ожогин. ЖЭТФ, 58, 2079 (1970).
6. В.В.Кведер. Дипломная работа. ФТИ-ИИП, 1972 г.
7. Г.Д.Богомолов. Электроника больших мощностей, вып.5
8. В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ЖЭТФ, 59, 1200 (1970)
9. В.В.Зауткин, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ЖЭТФ, 63, 132 (1972)
10. Я.А.Моносов. Нелинейный ферромагнитный резонанс.
11. *Schlömann. J. Appl Phys. 33, 1508 (1962)*
12. В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С.Старобинец. ФТТ, II, 2047 (1969)
13. *H. Suhl. Phys. Chem. Solids 1, 209 (1957)*
14. ■■■■■ Э.И.Заварицкая.